Nouvelles voies pour la manipulation de l'aimantation dans les couches minces et nanostructures magnétiques

Baptiste Carvello

2 Avril 2008

On fait ordinairement remonter la naissance de l'électronique de spin à la mise en évidence de l'effet de magnétorésistance géante (GMR) en 1988, même si la première application industrielle est l'utilisation de la magnétorésistance anisotrope, plus ancienne, dans les têtes de lectures au milieu des années 1990. Depuis cette date, cette nouvelle voie de recherche, qui prend en compte les propriétés de conduction différentes selon le spin dans les matériaux magnétiques, a notamment occasionné une révolution dans le domaine des capteurs magnétiques. Les dispositifs issus de l'électronique de spin ont aquis une place majeure dans l'industrie du stockage d'information: les têtes de lecture de disque dur utilisent la GMR depuis 1996, et la TMR pour les plus récentes. Un nouveau type de mémoire non-volatile utilisant la magnétorésistance tunnel, la mémoire magnétique à accès aléatoire (MRAM), commence à être commercialisé.

Si les progrès se poursuivent pour optimiser la lecture d'information magnétique, la nouvelle frontière pour l'électronique de spin concerne désormais l'écriture d'information. En effet, dans les MRAM commercialisées actuellement, l'opération d'écriture continue de nécessiter l'usage d'un champ magnétique, ce qui nécessite des amenées de courant, difficiles à réduire en taille, et rend de plus difficile un adressage fiable de chaque cellule. Dans ce projet, je propose l'exploration d'une voie nouvelle, en vue d'utiliser des effets d'échelle nanométrique pour manipuler l'aimantation de couches minces magnétiques et de nanostructures lithographiées dans de telles couches minces. Je montrerai comment les moyens et les compétences de l'Institut Néel, ainsi que ceux disponibles dans le cadre de la collaboration avec le laboratoire Spintec du CEA/INAC, peuvent être mis au service de cet objectif.

1 Voies de recherches concernant la manipulation de l'aimantation

Dans cette section je détaillerai les méthodes utilisées pour manipuler l'aimantation d'une couche mince (quelques nanomètres) ferromagnétique, lithographiée en un élément de petite taille (quelques dizaines de nanomètres à quelques microns) et intégrée au sein d'un dispositif électronique. Je m'intéresserai au cas concret de l'élément porteur d'information dans une MRAM (couche libre), mais la discussion est valable plus généralement.

1.1 Modes d'écritures utilisés actuellement dans les MRAM commerciales

L'écriture dans les MRAM commerciales est basée sur l'utilisation d'un quadrillages de lignes de courant, qui génèrent chacune un champ magnétique radial (figure 1). Les caractéristiques de ce champ sont choisies de telle sorte que le champ d'une ligne ne soit pas suffisant pour retourner l'élément magnétique porteur d'information, mais qu'il faille le champ de deux lignes perpendiculaires. De cette façon, un seul élément, celui situé au croisement des deux lignes activées sera retourné.

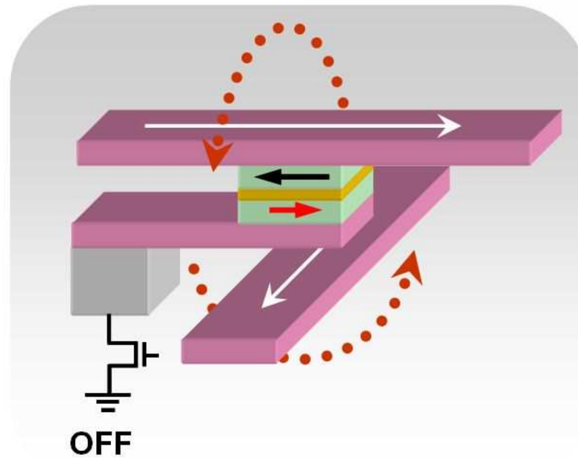


Figure 1: Schéma d'un élément de stockage d'une MRAM, avec les lignes de champ nécessaires à l'écriture

La méthode la plus évidente pour réaliser la propriété décrite ci-dessus, est d'utiliser une propriété connue du retournement magnétique, qui est que le champ de retournement (dit aussi champ coercitif) est plus faible si l'on applique simultanément un second champ magnétique selon un axe difficile. La courbe décrivant ce phénomène s'appelle l'astroïde de Stoner-Wohlfart (figure 2).

Cette méthode présente néanmoins un inconvénient majeur: la zone de fonctionnement est très étroite, de sorte que les propriétés magnétiques de tous les éléments doivent être extrèmement similaires. Ce problème peut être évité par l'utilisation d'une méthode plus complexe, appelée *toggle*, introduite par Motorola [1]. Dans cette méthode, la couche libre est constituée de deux couches magnétiques couplées antiparallèlement. Les champs des deux lignes perpendiculaires sont appliqués suivant une séquence particulière de manière à d'abord fermer l'angle entre les deux couches pour faire apparaître une aimantation résultante, et à faire tourner ensuite cette aimantation de 180°(cf figure 3).

Ce type d'écriture a permis de régler le problème de sélectivité, et de mettre au point une MRAM commerciale de 4Mb. Il conserve cependant l'inconvénient de nécessiter deux niveaux de lignes porteuses de courants importants (de l'ordre

[1]Savtchenko, Engel, Bradley, Rizzo, Deherrera et Janesky, brevet US 6545906 (2001)

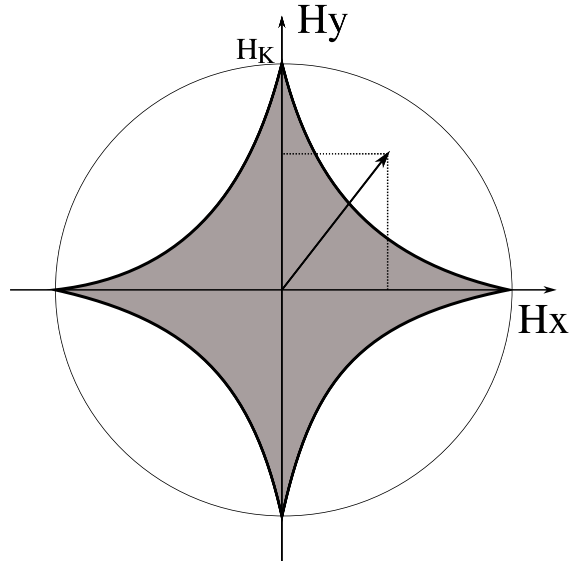


Figure 2: Astroïde de Stoner-Wohlfart: pour les champs appliqués à l'intérieur de l'astroïde, le point mémoire est bi-stable. En dehors, il se retourne.

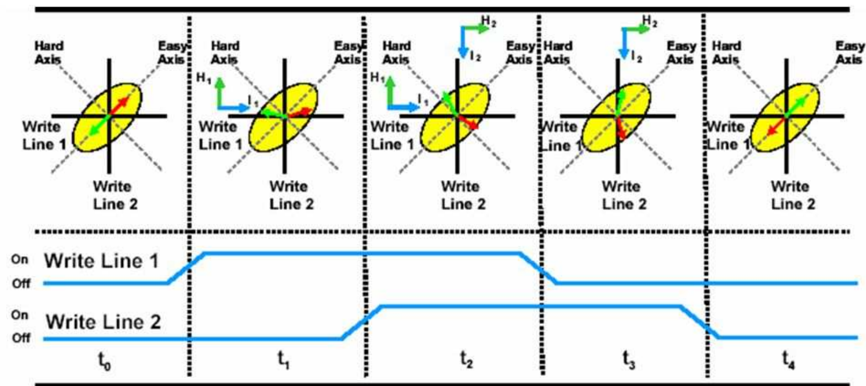


Figure 3: Fonctionnement d'une MRAM de type "toggle"

du mA), ce qui nécessite des sections importantes. C'est donc un obstacle à la miniaturisation.

1.2 Voies de recherches actuellement explorées

Les modes d'écriture existant aujourd'hui à l'état de prototypes se servent du passage d'un courant à travers l'élément de stockage pour sélectionner l'élément à retourner, ce qui est une sélection encore plus fiable de l'élément.

Dans une MRAM assistée thermiquement, la couche libre est couplée par échange avec un antiferromagnétique avec une température de bloquage un peu supérieure à l'ambiante. Le champ coercitif de la bicouche est donc normalement élevé. Lorsqu'on fait passer un courant (typiquement quelques mA) à travers la MRAM, celle-ci s'échauffe par effet Joule. Pour des temps courts devant ceux de la diffusion thermique (qui peut être ralentie par des barrières de diffusion thermique), l'échauffement atteint plusieurs centaines de degrés. A ce moment, le champ coercitif de la bicouche est égal à celui de la seule couche libre, qui est faible. Le retournement peut donc être réalisé par un champ relativement faible [2]. Ce principe fait l'objet d'un brevet exploité par la startup Crocus [3].

Une MRAM à transfert de spin utilise l'échange magnétique qui existe entre un courant polarisé en spin et le matériau ferromagnétique qu'il traverse. En même temps que le courant se polarise selon l'aimantation du milieu, il exerce un couple qui tend à modifier cette aimantation, afin de satisfaire à la conservation du moment cinétique. Cet effet [4] et ses applications en électronique de spin [5] ont d'abord été prédits théoriquement, puis il a été observé dans des structures GMR [6] et dans des jonctions tunnel, analogues à celles utilisées dans les MRAM [7]. Les densités de courant nécessaires sont de l'ordre de 10^6 à 10^7 A.cm^{-2}, ce qui donne là encore des courants de l'ordre du mA. Un prototype de 2Mb a été présenté fin 2007 par Hitachi, avec un courant d'écriture de 0.2 mA.

Même si ces modes d'écriture ne parviennent pas à s'affranchir d'importants courants d'écriture, ils ont l'avantage que l'effet est proportionnel non au courant, mais à la densité de courant, ce qui fait que le courant nécessaire diminuera en même temps que les tailles des éléments MRAM. Cependant, les inconvénients liés à la consommation, au chauffage du composant et à la nécessité de lignes de courant de fortes sections demeurent, ce qui motive la recherche de nouvelles solutions.

1.3 Ecriture commandée ou assistée par la tension électrique

La technique d'écriture la plus adaptée aux contraintes de l'électronique consisterait à commander l'aimantation par l'application d'un champ électrique de l'ordre du volt, par le biais d'une grille séparée du métal magnétique par un isolant, de façon similaire au fonctionnement d'un transistor à effet de champ. Une telle configuration a été expérimentée dans le cas d'un semiconducteur magnétique dillué, et une modification des propriétés magnétiques (variation de

[2] Prejbeanu, Kula, Ounadjela, Sousa, Redon, Dieny and Nozières, IEEE Trans. Magn. 40, 2625 (2004)

[3] Dieny, Redon, brevet FR 2832542 (2001)

[4] Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. 159, L1 (1996); Berger Phys. Rev. B 54, 9353 (1996)

[5] Slonczewski, brevet US 5695864 (1997)

[6] Myers, Ralph, Katine, Louie et Buhrman, Science 285, 867 (2000)

[7] Huai, Albert, Nguyen, Pakala et Valet, Appl. Phys. Lett. 84, 3118 (2004); Fuchs, Emley, Krivorotov, Braganca, Ryan, Kiselev, Sankey, Katine, Ralph and Buhrman, Appl. Phys. Lett. 85, 1205 (2004)

la température de Curie) a été observée [8].

Un tel effet ne pourrait normalement pas être observé dans un métal, car dans ce dernier, le champ électrique est écranté par des charges d'interface, plutôt que de former une zone de déplétion. Cependant, lorsque l'objet considéré est suffisamment petit dans au moins une dimension pour que ses propriétés soient fortement influencées par celles des interfaces, l'exploitation de l'effet de champ est possible. Il a été démontré récemment dans une étude menée à l'Institut Néel en collaboration avec d'autres laboratoires de Grenoble et de Dresde [9], où une variation de l'anisotropie de couches minces de FePt et FePd (phase $L1_0$) a été observée. En raison de l'importance du champ électrique nécessaire pour obtenir un effet mesurable, les auteurs se sont intéressés à l'interface entre un métal ferromagnétique et un électrolyte, la grande constante diélectrique de ce dernier permettant un champ électrique plus important à l'interface. Dans ce projet, je propose un système permettant d'observer un effet analogue, mais dans une structure à l'état solide, intégrable dans un composant électronique.

Il faut noter que des effets de champ ont été également observés dans des structures épitaxiales tout-oxyde [10], où l'application du champ électrique entraîne une transition de phase dans la couche magnétique (effet propre à ce type de système à électrons fortement corrélés), ainsi que des effets de champ indirects, par l'intermédiaire des contraintes interfaciales, à une interface entre un piézoélectrique et une couche mince magnétique (où apparaît une anisotropie magnétoélastique lorsque le piézoélectrique la contraint) [11]. Ce type d'effet nécessite malheureusement des matériaux épitaxiés à des températures élevées (au-dessus de 500 degrés typiquement), ce qui n'est pas compatible avec les procédés de fabrication de composants électroniques.

Dans l'optique d'applications, il serait particulièrement intéressant de mettre au point des systèmes présentant l'effet de champ dans les métaux magnétique $3d$ (Fe, Ni, Co), qui constituent la majorité des systèmes industriels, et même celle des systèmes modèles utilisés en recherche.

2 Description d'un système à l'état solide adapté à l'étude de l'effet d'un champ électrique sur le magnétisme

Le passage de la structure utilisée par Weisheit *et al.* à une structure à l'état solide (empilement de couches minces) pose d'emblée un problème: l'utilisation de l'électrolyte avait une constante diélectrique d'environ 60. En comparaison, les constantes dielectriques de la plupart des isolants solides sont en dessous de 25 [12], si l'on excepte les oxydes de titane et les ferroélectriques, qui, là encore, ne se déposent qu'à température élevée (cependant, voir la section 3.1). La charge d'interface qu'on peut obtenir dépend de la constante diélectrique et de la tension appliquée suivant les formules classiques du condensateur plan

[8] Ohno, Chiba, Matsukura, Omiya, Abe, Dietl, Ohno and Ohtani, Nature 408, 944 (2000)
[9] Weisheit, Fähler, Marty, Souche, Poinsignon et Givord, Science 315, 349 (2007)
[10] Tanaka, Zhang, Kawai, Phys. Rev. Lett. 88, 027204 (2002)
[11] Sahoo, Polisetty, Duan, Jaswal, Tsymbal et Binek, Phys. Rev. B 76, 092108 (2007)
[12] cf. Robertson, Rep. Prog. Phys. 69, 327 (2006)

(équation 1).

$$q = CV = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{t} V = \epsilon_0 \epsilon_r E \quad (1)$$

Le champ électrique appliqué étant limité par le phénomène de claquage de l'isolant, il n'est sans doute pas possible d'obtenir une charge d'interface aussi forte que celle de Weisheit *et al.*. On doit donc compenser par l'utilisation d'un système extrêmement sensible à d'éventuelle charges d'interface.

2.1 Couches minces de Co, multicouches et jonctions tunnel à aimantation perpendiculaire

Dans le cadre de mon post-doc au sein du laboratoire SPINTEC, j'ai eu l'occasion d'utiliser un matériau particulièrement adapté à cette étude: les couches de cobalt ultraminces à anisotropie perpendiculaire.

Le système est intégralement réalisé par *sputtering* par un plasma d'argon, la technique utilisée dans l'industrie pour le dépôt de couches magnétiques, sur un substrat de silicium oxydé thermiquement. Il est constitué d'une couche mince de cobalt d'épaisseur comprise entre 0.5 et 2 nm, déposée sur une couche tampon de platine de quelques dizaines de nm d'épaisseur, et recouverte soit par une autre couche de platine, soit par une barrière tunnel isolante (Al_2O_3, MgO) produite par l'oxydation in-situ du métal correspondant. Il est également possible de produire des multicouches Co/Pt, ou de faire croître une couche de cobalt au-dessus de la barrière tunnel, mais nous n'utiliserons pas ces possibilités. A titre d'exemple, une image en microscopie électronique à transmission d'une coupe de multicouche est donnée en figure 4.

Dans ce type de multicouche, on observe une forte anisotropie d'axe facile perpendiculaire au plan des interfaces. Cette anisotropie est encore plus forte pour les couches recouvertes d'une barrière isolante. Du fait de la rupture de symétrie introduite par l'interface, une barrière d'énergie apparaît entre les différentes orbitales *d* du cobalt, et par le biais du couplage spin-orbite, induit une anisotropie normale à la rupture de symétrie [13]. Il s'agit donc d'un effet purement interfacial. On peut de plus supposer que cet effet est sensible au remplissage des bandes, donc à une éventuelle charge d'interface.

Cette hypothèse est corroborée par la sensibilité des couches recouvertes d'une barrière tunnel au temps d'oxydation de cette dernière. En effet, on a constaté que l'anisotropie perpendiculaire n'apparaît que lorsque la barrière est convenablement oxydée, et qu'elle est maximale pour le même temps d'oxydation que la magnétorésistance tunnel, qui est un indicateur de qualité de la barrière. Une étude en spectroscopie de photoélectrons X (XPS) a permis de montrer que ce degré d'oxydation est celui où la première couche de cobalt est partiellement oxydée [14]. Dans le modèle le plus simple des oxydes magnétiques, une oxydation peut être vue comme une perte d'électrons pour le métal.

[13] ce type d'effet est décrit par Bruno, Phys. Rev. B 39, 865 (1989)

[14] Manchon, Pizzini, Vogel, Uhlîr, Lombard, Ducruet, Auffret, Rodmacq, Dieny, Hochstrasser et Panaccione, J. Appl. Phys. 103, 07A912 (2008); Manchon, Ducruet, Lombard, Auffret, Rodmacq, Dieny, Pizzini, Vogel, Uhlîr, Hochstrasser et Panaccione, preprint hal-00196134 (2007)

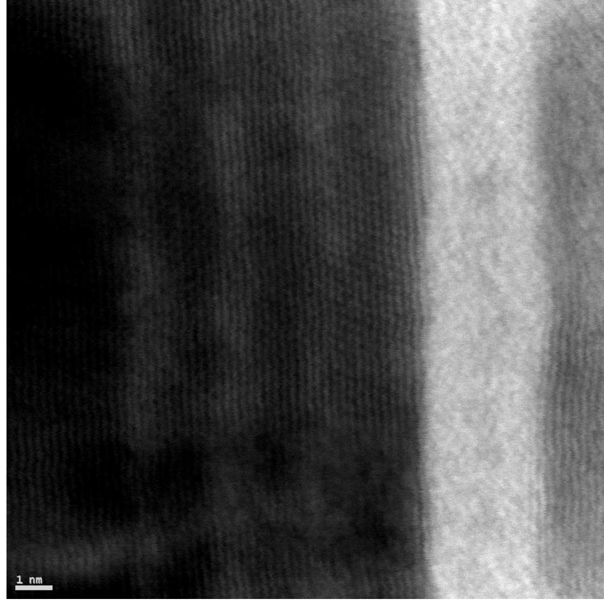


Figure 4: Image TEM d'une coupe d'une multicouche comprenant, de gauche à droite: une couche tampon de Pt (sombre); une alternance de 4 couches Co de 0.6 nm (clair) et 3 couches Pt de 1.8 nm (sombre), une barrière d'alumine de 2 nm (blanc), une couche de Co et une de Pt (mal différenciées)

2.2 Description des échantillons

Deux types d'échantillons seront réalisés pour mettre en évidence une modification de l'anisotropie interfaciale sous l'effet de l'application d'un champ électrique à l'interface entre la couche de cobalt et la barrière isolante. L'un et l'autre sont constitués d'une couche mince de cobalt, déposée sur une couche tampon de platine, et recouverte d'une barrière d'alumine Al_2O_3 de 2 nm optimalement oxydée (cf figure 5). Cette barrière épaisse à un produit résistance $\times$ aire d'environ 10^8, ce qui permet d'appliquer un champ électrique en faisant circuler un courant infime, et donc sans apporter de puissance. La seule différence entre les deux types d'échantillons est l'épaisseur de cobalt choisie.

Le premier type d'échantillon vise à maximiser l'ampleur absolue de la variation d'anisotropie. Comme l'effet du champ est une modification de l'anisotropie d'interface, la conséquence mesurable sur l'anisotropie totale de la couche est inversement proportionnelle à l'épaisseur En effet, le volume de la couche de cobalt apporte une forte anisotropie planaire d'origine dipolaire, et les anisotropies par unité de volume se moyennent dans l'épaisseur de la couche, suivant la formule de l'équation 2.

$$K = K_v + \frac{K_s}{t} \tag{2}$$

L'épaisseur de la couche de cobalt y est donc aussi petite que possible, inférieure à 1 nm (le minimum accessible est autour de 0.6 nm). La figure 6 montre cycle d'hystérésis mesuré par effet Hall sur un échantillon réel de ce type

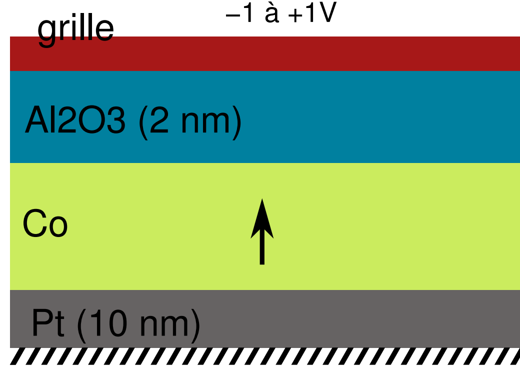


Figure 5: Empilement constituant les échantillons. L'épaisseur de cobalt est entre 0.6 et 1 nm pour le premier type, et de 14.5 nm pour le second.

(dans son cas épaisseur 1 nm). Il est à noter que le champ d'anisotropie, mesuré par saturation selon l'axe difficile, est d'environ 0.6 T, très supérieur au champ coercitif.

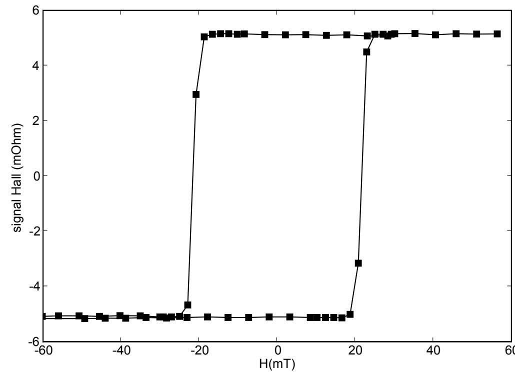


Figure 6: Cycle d'hystérésis mesuré par effet Hall sous champ appliqué perpendiculaire au plan des couches, pour une couche de cobalt de 1 nm

Le deuxième type d'échantillon est destiné à maximiser l'amplitude relative de l'effet. Pour celui-ci, on fixe l'épaisseur de cobalt de telle sorte que l'anisotropie perpendiculaire soit à peine au dessus de 0. En effet, suivant l'équation 2, il existe une épaisseur de cobalt pour laquelle l'anisotropie s'annule. La figure 7 représente l'anisotropie en fonction de l'inverse de l'épaisseur de la couche de cobalt autour du point d'annulation. L'anisotropie de volume extraite de cette courbe est égale à quelques pourcent près à l'aimantation du cobalt ($\mu_0 H_K = 1.72$ T), comme attendu. La valeur de l'anisotropie d'interface ($\mu_0 H_K s = 2.6$ T.nm) sera commentée plus loin.

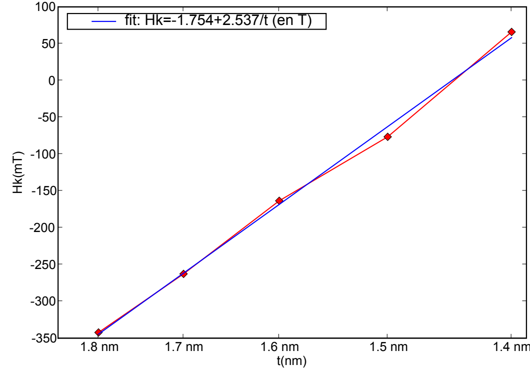


Figure 7: Champ d'anisotropie perpendiculaire d'une structure Pt/Co/Al_2O_3 en fonction de l'inverse de l'épaisseur de la couche de cobalt.

La figure 8 montre les cycles d'hystérésis juste avant et juste après la transition, soit pour 1.4 et 1.5 nm de cobalt. Pour 1.4 nm, l'anisotropie est perpendiculaire, mais elle est trop faible pour empêcher la nucléation en champ magnétique nul de domaines inverses (configuration qui minimise l'énergie dipolaire). L'épaisseur de l'échantillon final sera fixée à 1.45 nm. Il est encore perpendiculaire, mais son champ d'anisotropie est inférieur à 0.05 T.

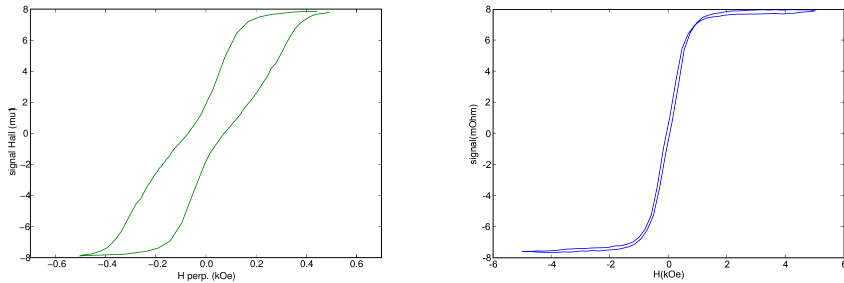


Figure 8: Cycle d'hystérésis mesuré par effet Hall sous champ appliqué perpendiculaire au plan des couches, pour une couche de cobalt de 1.4 nm (gauche) et une couche de cobalt de 1.5 nm (droite); 1 kOe = 100 mT

2.3 Estimation de l'ampleur des effets

L'amplitude de l'effet attendu peut être estimée, pour chacun des deux types d'échantillon, par le calcul qui suit: on commence par estimer la tension limite applicable avant claquage de la barrière. Pour l'alumine, les champs de claquage sont autour de 7 $MV.cm^{-1}$. Pour une barrière de 2 nm, cela donne 1.4 V, on prendra 1 V par précaution. On calcule ensuite la charge surfacique correspondante:

$$q_s = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{t} V = \frac{9 \times 8.85 \times 10^{-12}}{2 \times 10^{-9}} = 3.98 \times 10^{-2} \text{ c.m}^{-2} \tag{3}$$

On ramène maintenant cette valeur à un nombre d'électrons par maille de cobalt d'interface (la surface d'une maille de cobalt étant 0.0546 nm^2:

$$n = \frac{q_s A}{e} = \frac{3.98 \times 10^{-2} \times 0.0546 \times 10^{-18}}{1.60 \times 10^{-19}} = 0.0136 \tag{4}$$

L'effet d'une charge sur une monocouche de cobalt a été calculé ab-initio [15]. Notre système n'est pas une monocouche de cobalt stricto sensu, puisque la couche d'interface est connectée au volume du cobalt, cependant il s'en rapproche du fait qu'il possède une forte brisure de symétrie selon le plan de cette couche d'interface. Nous utiliserons donc ici, avec prudence, les prédictions qui sont illustrées aux figures 4 et 5 de cet article: autour du remplissage normal de 9 électrons, l'anisotropie est grossièrement linéaire avec le remplissage, une perte d'électrons crée une anisotropie perpendiculaire, et une variation de 0.8 électrons fait varier l'énergie d'anisotropie de 2.2 meV par cobalt.

Pour confirmer la valeur de ce modèle, nous l'avons tout d'abord appliqué pour calculer la charge correspondant à notre anisotropie interfaciale de 2.6 T.nm. En terme de densité surfacique d'énergie d'anisotropie, cela donne:

$$K_s = \frac{1}{2} M \times \mu_0 H_K s = \frac{1}{2} \times 1.37 \times 10^6 \times 2.6 \times 10^{-9} = 1.78 \text{ mJ.m}^{-2} \tag{5}$$

où M est l'aimantation du cobalt. Pour la surface d'une maille élémentaire de cobalt, en changeant d'unité, on obtient:

$$\Delta E = \frac{K_s A}{e} = \frac{1.78 \times 10^{-3} \times 0.0546 \times 10^{-18}}{1.60 \times 10^{-19}} = 0.607 \text{ meV} \tag{6}$$

On obtient finalement une charge de 0.22 électrons par cobalt, ce qui est raisonnable, mais j'aurais plutôt attendu autour de 1 électron, compte tenu des résultats de XPS montrant l'oxydation partielle du cobalt d'interface. Il faut donc prendre avec prudence les prédictions du modèle, même si elles doivent être acceptables en ordre de grandeur.

Reprenons maintenant le calcul de l'anisotropie due à l'effet de champ: nos 0.0136 électrons donnent un ΔE de 37.4 μeV, soit une variation d'anisotropie par unité de surface:

$$K_s = \frac{e \Delta E}{A} = \frac{1.60 \times 10^{-19} \times 37.4 \times 10^{-6}}{0.0546 \times 10^{-18}} = 0.110 \text{ mJ.m}^{-2} \tag{7}$$

soit en termes de champ d'anisotropie

$$\mu_0 H_K s = \frac{2 K_s}{M} = \frac{2 \times 0.110 \times 10^{-3}}{1.37 \times 10^6} = 0.161 \text{ T.nm} \tag{8}$$

Pour nos deux types d'échantillons, on obtient finalement des variations de champ d'anisotropie de 268 et 115 mT respectivement. Ce qui correspond, pour le premier type d'échantillon, à environ 20 fois la plus petite variation détectable, et pour le deuxième type à environ 2 fois la variation nécessaire pour

[15] Daalderop, Kelly, Schuurmans, Phys. Rev. B 50, 9989 (1994)

faire changer le signe de l'anisotropie. La détection de la variation d'anisotropie ne fait donc guère de doute pour le premier type d'échantillon. Par contre, pour le second, on ne peut espérer détecter l'effet que si le modèle est suffisamment juste quantitativement.

2.4 Réalisation et mesure des nanostructures

L'effet que nous venons de décrire ne dépend pas de la taille latérale du système. Cependant, il est nécessaire de définir par lithographie un système de petite taille, afin d'éviter les court-circuits liés aux défauts de la couche d'isolant. De plus, les champs de claquage sont légèrement augmentés lorsque les tailles considérées diminuent. Pour cette application, une lithographie ultime n'est pas nécessaire, des tailles entre la centaine de nanomètre et la dizaine de micron semblent raisonnables. Deux types de lithographie sont possibles: d'une part, on peut réaliser un pilier magnétique entouré d'un isolant épais, et le contacter par le dessus (voir figure 9a). C'est la technique la plus évidente, proche de la structure d'une MRAM. Mais on peut aussi se contenter de définir des grilles par des trous dans l'isolant épais, sans lithographier ni la couche de cobalt ni la barrière (figure 9b). En effet, la largeur d'une paroi de domaine étant petite (de l'ordre de la dizaine de nanomètres) par rapport à la taille de nos motifs, l'influence exercée par l'échange aux bords du motif sera minime, de sorte que, du moins dans ses configurations d'équilibre, le motif se conportera comme s'il était isolé.

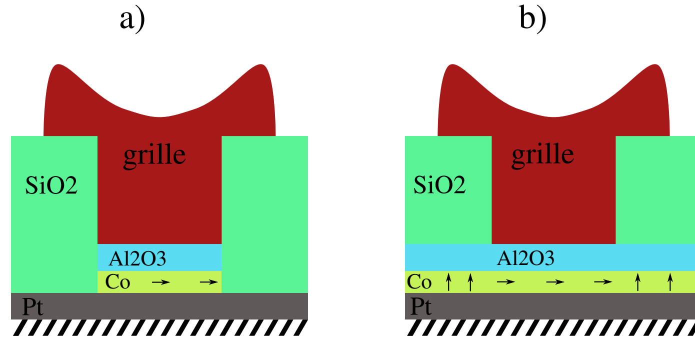


Figure 9: Méthodes de contactage des motifs: a: motifs gravés; b: grilles déposées

Nous disposons par ailleurs de plusieurs modes de détection. Dans le dipositif final, la détection devra se faire de façon analogue à une MRAM, en utilisant la TMR entre la couche active et une couche magnétique d'aimantation fixe, qui pourra être soit dans le plan des couches, soit perpendiculaire. Pour les échantillons du premier type, ceux avec une couche fine de cobalt, on commencera par une mesure dans le plan, qui permettra de mesurer précisément la variation d'anisotropie par saturation selon l'axe difficile. Avec ce type de mesure, on obtient aisément une précision en relatif de l'ordre de 10 mT, ce qui

devrait être amplement suffisant pour observer l'effet de champ. Par la suite, on pourra construire un dispositif avec une couche fixe perpendiculaire, et exploiter la diminution d'anisotropie perpendiculaire de la couche libre pour la retourner en champ magnétique plus faible. On aura donc construit un modèle de MRAM assistée par champ électrique. Pour le second type d'échantillon, ces deux modes de détection sont équivalents, et il s'agira de faire apparaître ou disparaître l'hystérésis suivant l'axe de mesure. Par simplicité, on choisira une couche fixe planaire.

Cependant, dans le début de l'étude, il sera souhaitable de disposer d'une méthode plus simple et plus directe pour mesurer l'aimantation de la couche active. Nous utiliserons donc des mesure magnéto-optiques. L'Institut Néel dispose de deux appareils dotés d'une résolution de quelques centaines de nanomètres, ce qui devrait suffire à focaliser le faisceau de mesure sur nos motifs. Par ailleurs, la barrière tunnel étant très résistive, une grille très fine (par exemple 1 nm de platine) suffira à être équipotentielle. L'alumine étant, elle, transparente, il sera possible d'observer la couche de cobalt active avec un bon rapport signal/bruit. L'intérêt supplémentaire de cette technique est qu'elle permet de mesurer, sur le même motif, à la fois l'aimantation dans le plan de la couche (effet Kerr longitudinal) et perpendiculairement (effet Kerr polaire). Cette propriété sera très utile pour caractériser complètement le magnétisme d'un motif donné.

3 Etudes additionnelles et perspectives à long terme

3.1 Utilisation d'une barrière de titanate de strontium

Le titanate de strontium $SrTiO_3$ possède une constante diélectrique exceptionnellement grande parmi les oxydes, de l'ordre de 100, voire de 1000 selon certaines sources [16]. Il a par contre le désavantage de ne croître de façon monocristalline qu'au dessus de 500°C. Il est donc préférable de faire croître le titanate de strontium d'abord, et le cobalt ensuite. Une telle structure n'est bien entendu pas compatible avec une technologie de type MRAM, où le dépôt des couches magnétiques intervient après le traitement de l'étage silicium. Cependant, elle peut être intéressante dans une optique fondamentale, pour explorer l'effet d'une très forte charge d'interface.

Pour réaliser la contre-électrode nécessaire à l'application de la tension, nous disposons d'une méthode originale. Lorsqu'il est dopé à quelques pourmilles par du niobium, $SrTiO_3$ devient un conducteur (plus précisément un semiconducteur dégénéré). Ce matériau existe même comme substrat commercial. La méthode que je propose consiste donc à déposer la barrière de $SrTiO_3$ sur un substrat de $SrTiO_3$ dopé niobium, à l'aide de la chambre de dépôt laser pulsé (PLD) de l'Institut Néel, et à déposer ensuite une couche de cobalt sur cette barrière. L'anisotropie du cobalt déposé sur $SrTiO_3$ est une inconnue, cependant on peut espérer qu'elle sera perpendiculaire comme avec les autres oxydes.

[16] Robertson, cité plus haut

3.2 Effet du champ électrique sur le couplage d'échange

Je propose ici de remplacer la barrière tunnel d'alumine par un isolant antiferromagnétique, de sorte que ce dernier soit couplé par échange avec la couche de cobalt. La description théorique du couplage d'échange est encore très débattue: les modèle naïfs ne rendent pas bien compte des paramètres phénoménologiques qui régissent le couplage d'échange : température de bloquage et énergie d'échange. Cette dernière est la plupart du temps plus faible d'un à deux ordres de grandeur que la prédiction. Il n'est par conséquent pas aisé de prédire l'influence du champ électrique sur le couplage d'échange. On peut toutefois faire l'hypothèse qu'il le perturbe. La confirmation de cette hypothèse aurait des applications importantes, notamment dans les MRAM. Enfin, d'un point de vue plus fondamental, l'observaton de l'effet du champ électrique sur le couplage d'échange, ainsi que l'étude du couplage d'échange dans un échantillon refroidi sous champ électrique, apporteront des données expérimentales utiles à la discussion des différents modèles.

Le système le plus évident pour cette étude est le système Co/CoO, où le CoO est obtenu par l'oxydation de la partie supérieure d'une couche de cobalt. CoO est en effet antiferromagnétique un peu en dessous de la température ambiante. Une étude systématique de l'oxydation du cobalt en fonction de la température et de la pression d'oxygène sera sans doute nécessaire pour obtenir une oxydation aussi homogène que possible.

3.3 MRAM à écriture purement électrique

Il serait intéressant de disposer d'une MRAM à écriture purement contrôlée par le champ électrique, car on s'affranchirait alors des lignes de courant. Etant donné que l'effet du champ est de favoriser soit la direction planaire, soit la direction perpendiculaire de l'aimantation, on peut réaliser une telle MRAM si ces configurations sont toutes les deux stables. Pour ce faire, on peut imaginer de choisir une couche de cobalt d'anisotropie perpendiculaire nulle en l'absence de champ électrique, et de lui apporter de plus une anisotropie cubique en la couplant par échange avec un matériau magnétique (antiferromagnétique si possible, ferromagnétique sinon) possédant une telle anisotropie. Dans l'idéal, ce matériau serait aussi un bon conducteur électrique, pour que la chute de tension ait toujours lieu sur la barrière tunnel (figure 10). L'application d'un champ électrique dans un sens ou dans l'autre permettrait alors de créer une anisotropie planaire ou perpendiculaire plus forte que l'anisotropie cubique, et donc de retourner la couche active en l'absence de champ magnétique.

3.4 Déplacement de paroi de domaine sous l'effet d'un champ électrique

Il existe un grand intérêt vis à vis de systèmes électroniques permettant de déplacer des parois de domaines le long d'une piste magnétique. Des systèmes utilisant un tel principe ont été proposés dans le domaine de l'enregistrement magnétique, soit comme moyen d'écriture d'un bit dans une MRAM, soit comme technique de stockage multibit [17], ainsi que dans le domaine de la logique magnétique.

[17] mémoire dite “race-track”, Parkin, brevet US 6834005 (2004)

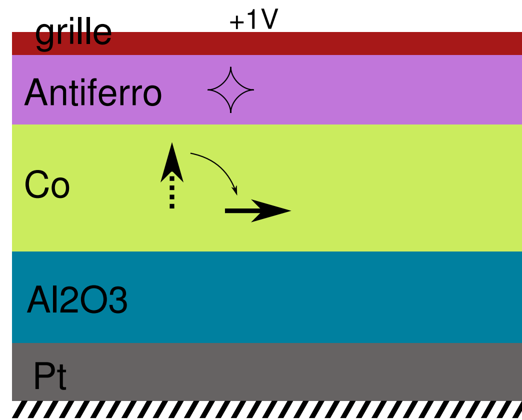


Figure 10: MRAM couplée par échange à un matériau cubique, de sorte que les deux configurations planaire et perpendiculaire sont stables

Je propose un système pour réaliser ce déplacement de paroi, constitué d'une piste de cobalt recouverte d'alumine (analogue à l'échantillon du second type décrit plus haut), et de grilles perpendiculaires à cette piste de largeur la plus petite et aussi rapprochées que possible (soit, avec une lithographie électronique ultime, de l'ordre de la dizaine de nanomètres), comme représenté en figure 11. Si une paroi de domaine se trouve sous ces grilles, l'application d'un champ électrique supprimant l'anisotropie perpendiculaire aura deux conséquences: tout d'abord, la paroi d'élargira pour couvrir la largeur de la grille, afin de minimiser son coût d'énergie d'échange. De plus, si les grilles sont activées les unes après les autres, la paroi aura tendance à "suivre" la zone sans anisotropie, ce qui conduit au déplacement de la paroi.

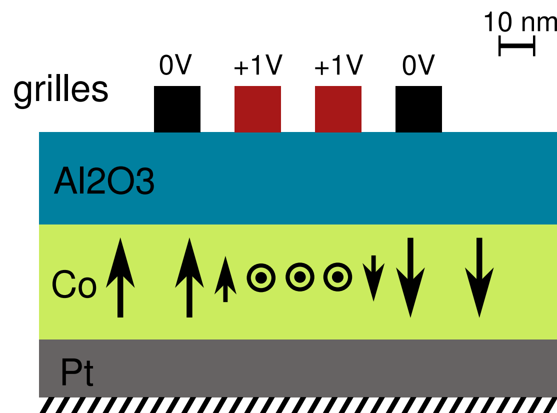


Figure 11: Schéma d'un système permettant le déplacement de parois de domaine sous l'effet d'un champ électrique: vue en coupe le long de la piste et perpendiculairement aux grilles

Cette expérience étant très délicate à mettre en oeuvre, on pourra en valider d'abord le principe en déplaçant des parois de domaines en les "poussant" à l'aide de la pointe d'un AFM conducteur, comme celui qui existe à SPINTEC, de façon analogue à ce qui peut se faire avec une pointe de microscope à force magnétique (MFM).

4 Intégration au sein de l'Institut Néel

4.1 Nécessité de renforcer la thématique de l'effet du champ électrique sur le magnétisme

Ce projet s'inscrit dans le cadre de l'étude de l'effet du champ électrique sur le magnétisme des métaux. Cette thématique est animée par D. G. . Elle a été lancée par l'étude de Weisheit *et al.*, et n'a encore fait l'objet d'aucune publication ailleurs dans le monde. Elle a donné lieu, outre la publication dans *Science*, à une conférence invitée lors du congrès international MMM à Tampa en novembre 2007, ce qui témoigne du retentissement de cette étude. Le projet POMME, accepté par le RTRA, vise à développer cette thématique en collaboration entre l'Institut Néel, le laboratoire INAC/NM du CEA Grenoble, la startup Crocus et le laboratoire G2Elab de Grenoble INP, avec des perspectives dans les domaines de l'électronique de spin et des microsystèmes. Il serait stratégique pour l'Institut Néel de se renforcer dans cette thématique, où il bénéficie d'une avance enviable.

4.2 Renforcement de la thématique électronique de spin

L'Institut Néel se dotera incessamment d'un nouvel équipement: une machine de dépôt par *sputtering* permettant notamment le dépôt de métaux magnétiques et celui de barrières tunnel. Cet équipement, venant s'ajouter à un banc de mesure électrique sous champ à basse température (3 K - 300 K) et un banc de mesure à haute température (300 K - 800 K), complète une parfaite panoplie du chercheur en électronique de spin, qui ne demande qu'à être plus utilisée. Je participerai à ces développements instrumentaux et pourrai notamment mutualiser les techniques en matière de lithographie et de dépôt de couches magnétique avec les autres utilisateurs. Enfin, la proposition d'utilisation d'une barrière de titanate de strontium recoupe la thématique de l'électronique de spin oxyde, étudiée de longue date par L. R. .

4.3 Collaboration avec SPINTEC sur les matériaux

Les couches minces à anisotropie perpendiculaire ont fait l'objet d'un gros investissement du laboratoire SPINTEC. Des études systématiques du magnétisme ont été menées en fonction de l'épaisseur des couches et de recuits à différentes températures, ainsi qu'en fonction de la barrière tunnel éventuellement déposée (Al_2O_3, MgO) et du temps d'oxydation de cette barrière. Ce travail a fait l'objet de 4 thèses (S. L. , S. M. , V. B. , A. M.) et de 2 post-docs à plein temps (C. D. , Y. D.). L'expertise accumulée est unique au monde. Si ces couches sont massivement utilisées localement, SPINTEC est également demandeur d'en faire profiter les autres laboratoires grenoblois, sur des thématiques plus fondamentales que SPINTEC ne poursuit pas. De fait, ces couches sont d'ores et

déjà utilisées à l'Institut Néel, notamment par l'équipe de S. P. et J. V. . La présence au sein de l'Institut Néel d'un chercheur ayant l'expérience concrète de la production de ces couches ne peut que favoriser l'approfondissement de cette collaboration et la mutualisation des retours d'expérience dans l'intérêt de tous.

4.4 Expertise en matière de procédés salle blanche

J'ai acquis au cours de ma thèse et de mon post-doc une expérience importante en matière de procédés en salle blanche, aussi bien à Nanofab que sur la PTA. J'interagis d'ores et déjà à l'occasion avec les chercheurs de l'Institut Néel impliqués dans la nanofabrication: E. B. , L. M. , F. B. , ainsi qu'avec le personnel de Nanofab, notamment T. F. sur les questions de process. J'apporterai à l'Institut Néel ma connaissance des équipements de la PTA, qui viendra s'ajouter à celle, plus technique, d'H. H. , ainsi que mon expérience en matière de réalisation de piliers contactables nanométriques. L'arrivée d'un masqueur électronique et d'une machine de polissage mécanochimique à la PTA seront l'occasion de travailler, si la physique l'exige, sur des piliers de taille inférieure à 100 nm.

4.5 Collaboration technique sur les mesures magnéto-optiques

Pour la caractérisation préliminaire de mes échantillons par mesures magnéto-optiques, j'aurai besoin de disposer d'un banc de mesure magnéto-optique permettant une mesure très locale (résolution inférieure au micron) et sous un champ magnétique important (quelques centaines de mT). Ceci me conduira à pousser à leurs limites deux appareils dont dispose l'institut Néel, à savoir le banc de mesure d'effet Kerr, et le microscope Kerr récemment mis en service. Ces développements techniques se feront en collaboration avec S. P. et V. R. .